

活动星系核黑洞发电机研究进展

马 振 国

(中国科学院北京天文台 北京 100012)

(中国科学院国家天文观测中心 北京 100012)

摘 要

类星体被发现后, 黑洞发电机研究成为阐述活动星系核 (AGN) 的产能机制及其宇宙学演化的重要内容之一, 主要涉及发电机物理和发电机输出特性两个方面。从广义相对论电动力学 (GRED) 发电机理论和“膜模式”出发, 在太阳发电机研究中引入引力磁项, 形成了 $\alpha\omega\Omega$ 黑洞发电机理论。发电机输出包括吸积盘辐射和喷流传播。辐射模型基于经典吸积模型的相对论扩展, 已能说明 Sgr A* 的宽发射谱, 并可能根据谱特征确定发电机的构型参数; 传播模型取决于发电机磁场的轴向分量和角向分量, 并已发展出一种普适描述方法。最后还介绍了黑洞发电机的研究动向。

关键词 AGN—黑洞—发电机

分类号: P157.6

1 引 言

1963 年类星体被发现后, Penrose^[1] 首先研究了从转动黑洞周围存在负能轨道的能层中汲取能量的可行性。然后, Christodoulou^[2] 证明, 黑洞质量可约化, 即黑洞静止质量的一部分可被转换并汲取到无穷远处。进而, 他与 Ruffini 一起, 给出了静止质量为 M 的 Kerr 黑洞质量表达式^[3], 并说明总质量能量 Mc^2 中高达 29% 的能量可能转换为转动能, 其余 71% 的能量是不可约化的, 被称为黑洞的热力学参量—熵。针对 Penrose 过程, Misner 等人^[4] 将其喻为在 Kerr 黑洞附近的一个高度文明社会利用垃圾发电作为能源的实用化问题。

为研究活动星系核 (AGN) 的产能机制及其宇宙学演化, 参照脉冲星磁层研究, 以 Blandford 和 Znajek 为代表, 70 年代下半叶出现了“脉冲星型”黑洞发电机 Blandford-Znajek (BZ) 模型^[5~8]: 一大质量 ($\approx 10^8 M_{\odot}$, M_{\odot} 为太阳质量)、稳态、轴对称 Kerr 黑洞周围, 包围有在黑洞上维持强磁场 ($\approx 1\text{T}$) 的吸积盘; 磁场环向分量汲取黑洞和吸积盘的转动能, 并输送给带电粒子; 粒子加速形成喷流, 携带着能被观测到的射电瓣结构的能量。这一过程被称之为 BZ 过程, 是黑洞—吸积盘—喷流研究的基本图像。尽管由于广义相对论 (GR) 效应, 黑洞磁层理论的数学与物理描述与脉冲星情形截然不同, 但从 AGN 研究发展来看, 基本上未脱离

BZ 模型总框架, 只不过更加深入, 更具有针对性了。作为 70 年代以来 AGN 研究最重要的内容之一, 黑洞发电机研究不仅拓展了宇宙发电机研究领域, 而且, 黑洞 - 吸积盘 - 喷流模型已成为当代天体物理理论发展的标准模式之一。

随着天体物理学的发展和全波天文学的形成, AGN 的观测从射电波段扩展到了红外 (IR)、X 射线、 γ 射线等的观测, 从而将 AGN 的研究推向新的高度: 体现 AGN 理论研究前沿的黑洞发电机研究, 直接关联于 AGN 发射性质的磁场, 直接关联于 AGN 发射物质或磁场来源的吸积盘, 以及射电、IR、X 射线等波段观测的功率输出特性, 亦即负载特性等方面, 正从初始的转子 - 定子即电器型的黑洞 - 吸积盘 - 喷流体系, 向相互间具有强耦合的黑洞 - 磁场 - 吸积盘 - 负载体系迅速发展。从黑洞发电机早期“3+1”表述的 GRED 理论入手, 30 年来 AGN 黑洞发电机研究 (包括发电机物理、发电机负载特性和发电机研究方向) 取得了一定进展。

2 发电机物理

2.1 $\alpha_g\omega$ 发电机理论的形成

BZ 模型提出后不久, Macdonald 和 Thorne^[9,10] 于 80 年代初提出了弯曲时空中等效伽利略型“3+1” (“绝对空间 + 世界时”) 表述的早期 GRED 发电机理论。他们在 Kerr 度规 Boyer-Lindquist 坐标系中, 将涉及黑洞广义相对论效应的四维矢量势及其分量、电磁场张量、电荷 - 电流四维矢量等基本物理量, 直接了当地从物理上与平坦空间中能测得的电场、磁场、电流和电荷等相对应, 并针对四维弯曲时空中黑洞电动力学的数学基础和定态、轴对称磁层, 用零角动量观测者 (ZAMOs) 或基准观测者 (FIDOs) 在局地静止坐标系 (LNRF)^[11,12] 中的引力红移因子或流逝函数 (lapse function) α_g 和角速度 ω 两个标量函数来表征惯性系强拖曳的 GR 效应 (现已被称之为 $\alpha_g\omega$ 发电机机制), 得到了描述 Kerr 时空等离子体的 GRED 麦克斯韦方程组。根据该方程组, Macdonald 和 Thorne^[10] 导出了无力场磁层的黑洞发电机两个主要物理量 (磁通 Ψ 和电流 I) 所应满足的物理条件。他们将主要用于无力场磁层的 BZ 发电机模型发展为既可用于简并 ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$, 其中 \mathbf{E} 为电场矢量, \mathbf{B} 为磁场矢量) 非无力场区, 又可用于非简并非无力场区, 并指出 Ψ 和极向磁场可使视界表面电磁能量取极值; 根据等效电路分析, 穿过黑洞视界的磁力线大致以 $1/2$ 黑洞角速度转动, 这时黑洞将在视界处磁场强度允许范围内向磁层传输极大电磁功率, 形成向加速区的供能。此后, 还出现了定态、轴对称、无力场黑洞磁层的数值模型^[13], 证明在由黑洞视界、吸积盘和满足无力场条件的外边界组成的区域中, 磁层仅由满足非线性、二阶偏微分方程的函数 Ψ 确定。研究表明, 对于 $M \approx 10^8 M_\odot$ 、黑洞角速度 $\Omega_h \approx 10^{-3} \text{rad/s}$ 、 $B = 1 \text{T}$, 从黑洞和吸积盘发出的总功率大约为 10^{37}W 。

但是由于惯性系约束, 处在无力场中的 ZAMOs, 既不能观察视界之内, 又不能观察无力场之外, 所以, 在 80 年代中期, 由 Thorne 等人^[14] 引入了黑洞的“膜模式”, 以避免求解非常接近视界处高度复杂的、冻结的边界层结构中的粒子和场, 而直接研究黑洞发电机向外部传输能量的过程。他们假设在黑洞视界之外包有一层膜, 称为扩延视界 (stretched horizon), 该膜不仅具有电阻、粘性及其它物理性质, 还给定无力场区的内边界条件。扩延视界概念的提出是 BZ 模型和“3+1”体系表述建立之后, 对 AGN 理论研究的又一发展, 它使得针对 AGN 的黑洞发电机研究能够摒弃繁杂的数学推导而着重于描述 AGN 产能机制。但是, 即使

引入膜模式, 在 ZAMOs 所能涉及的范围内, 黑洞电动力学仍然如 Macdonald 和 Thorne^[10] 所指出的那样, 既未考虑真正等离子体物理的复杂性和不确定性, 又忽略了电磁功率向加速区传输及其所导致的流体运动的详细图像。那么, 研究四维时空等离子体流体性质与电磁过程相结合的理论——广义相对论磁流体动力学 (GRMHD) 理论, 就成为探索 AGN 物理性质的主要工具, AGN 黑洞发电机研究重点也因而转向了 GRMHD 理论研究上来。

2.2 GRMHD 理论的发展

从模型分析来看, 磁场存在时旋转黑洞可输出转动能, 非磁化的 Penrose 过程不适用于真正天体物理汲能情形; 从观测来看, BL Lac 天体光学发射的偏振性质和光学变星都表明中央发动机周围具有强磁场, 并且, 来自许多确确实实的 Seyfert 星系的 X 射线谱出人意料地相似, 可令人满意地由简单的幂律模型描述。那么, 如果大部分 X 射线光度是同步加速机制或逆 Compton 辐射, 则就需要有相对于热发射占绝对优势的、非热发射的磁场结构, 所以, 在发展 GRMHD 理论、探索黑洞周围物质吸积与喷流形成机理 (见文献 [15~17] 及其所列文献) 中, AGN 的磁场性质包括位形、放大、效应等首先成为主要课题。

参考太阳对流层的研究, 对一般具有中心天体和吸积盘的系统可得到, 在吸积盘部分区域中附加的对流运动会由于 α 效应 (从环向磁场产生极向磁场) 导致磁场极向分量的放大, 并在几何薄吸积盘中主要形成以四极场为主的磁场位形; 这一效应与较差旋转 (转动角速度为 Ω) 一起, 能产生完全改变种子磁场初始对称拓扑结构的 $\alpha\Omega$ 发电机效应。任何对流进入较差转动吸积盘的种子磁场, 都将被剪切成螺旋场, 并经等离子体湍流扩散与径向对流输送到中心天体。当足够的偶极磁场通量从外边缘稳定馈进吸积盘 (如星系的原恒星盘或核盘) 时, 较差转动和径向对流在中央天体附近形成剪切、对流与扩散都不能单独改变的喷流发射对称拓扑结构, 且吸积盘中的磁场分布及强度强烈依赖于等离子体宏观电导率^[18,19]。根据与局地 MHD 不稳定性相耦合的、吸积盘内部波湍流理论推导出的 α 表达式表明^[20,21], 对慢旋对流主导盘, α 效应重要; 但对于黑洞周围一般是辐射压主导的吸积盘, 却不易发现有效的 α 机制。而慢旋盘的磁场放大, 主要是 $\alpha\Omega$ 或 $\alpha^2\Omega$ 型自激发电机在起作用。

AGN 的中央天体为旋转黑洞, 这时不可忽略的引力场与电磁场之间, 由于耦合构造了表征弯曲时空性质的一种新场——引力磁场 (gravitomagnetic field), 该场中 GR 效应产生坐标系拖曳 (frame-dragging, 简称 FD), 形成吸积盘的较差转动。转动使等离子体出现边界层, 层中等离子体抑制了 MHD 不稳定性如脉动模、撕裂模, 形成潜在的粒子加速区, 构成动量、能量的汲取与喷流形成。实际上, 早在 60 年代后期, 研究太阳转动制动时, 就形成了源于旋转体的磁风吸取角动量和能量的概念^[22~24]。发现射电脉冲星后认识到快速旋转的中子星也能被相对论磁风制动, 故认为星体全部自旋减慢的能量损失应由星风带走^[25]。由于这种描述在解释脉冲星物理性质方面行之有效, 所以继 70 年代后期弯曲空间 MHD 模拟和强引力场流体动力学建立后, Camenzind^[26~29] 研究了从高速旋转、特大质量天体发射出的磁化热电子-质子等离子体风的性质, 并针对定态、轴对称坐标建立了四维时空中 MHD 方程组, 明确推得了 Alfvén 点的位置, 并发现离心风 (centrifugally driven winds) 携带的电磁能量通量 (即 Poynting 通量) 与动能通量可比较; 并且开放风区磁场结构需要存在全域电流拓扑结构, 而该拓扑可能解释喷流所需的磁场准直。结果表明, 离心风所输送的能量, 足以驱动宽线区 (BLR)AGNs 的非热发射, 所输送的物质也足以满足供给宽发射线云和热喷流。该研究结果不仅普适于定态轴对称系统, 还能够说明来自高速旋转、致密天体的动力学流动及相对论喷流的形成。但是, 研究仅局限于来自非坍缩天体的 MHD 风扩展到 Kerr 背景下的情形。80 年

代末, Takahashi 等人^[30,31]明确提出了与 AGNs 活动相联系的黑洞磁层及 GRMHD 理论, 研究了存在 FD 效应时, 定态、轴对称磁层中的 MHD 流, 沿极向磁力线向视界输送负能流的条件, 取得了黑洞转动能被汲取、并转换为外向等离子体风动能的判据。研究中, 他们既未设定无力场的前提条件, 又考虑了等离子体吸积过程对黑洞质量及角动量损失率的影响。

尤为重要的是, 与 Macdonald 和 Thorne^[9,10]一样, 为了能使冗繁、陌生的四维弯曲空时背景下取得的理论研究结果直接与绝对时空的观测研究相结合, Sloan 和 Smarr^[32]在 1985 年给出了 MHD 模拟的“3+1”表述, 从而使能量和角动量的传输问题得到深入研究。这方面的工作以 Yokosawa 的研究为代表。Yokosawa^[33]假设流体沿 Kerr 空时中径向测地轨道运动、黑洞周围磁场和流体均匀、且流体为惯性主导情形, 即磁压远小于流体惯性 ($\rho u^2 \gg B^2/8\pi$, 这里 ρ 和 u 分别是流体的密度和速度, B 的定义如前), 并忽略磁场对流体的反作用。这时, 运动学 MHD 效应产生反向角动量, 即磁场角动量方向与黑洞自旋相反, 而流体转动方向与黑洞相同, 其结果是空时转动降低了磁场在无穷远处能量, 增加了流体在无穷远处能量, 并在视界附近形成磁场负能区。研究表明, 不论磁场变化如何, 总能得到视界周围的磁场结构和从扩延视界通过冻结磁场向外磁层的角动量和能量输运。对于在黑洞周围分布有均质、静态流体和均匀磁场的初始条件下, 旋转空时中磁场和流体之间的相互作用问题, Yokosawa^[34]的研究表明, 在惯性主导情形, 磁场被转动空时的入流扭转, 产生磁应力, 从而导致流体粒子产生角动量; 当粒子角动量与黑洞角动量方向相同时, 其转动势能增加, 并且, 通过流体和(或)磁场, 该角动量导致黑洞自旋能量的汲取。接着, 应用通量修正输运 (flux-corrected transport) 数值方法, Yokosawa^[35,36]又研究了包含基于 α 型式粘性参数的广义相对论流体动力学 (GRFD) 吸积。模拟吸积流的动力学演化后, 他发现存在对应于吸积盘厚度的三种类型的吸积流: (1) 薄盘情形, 即在最小稳定轨道附近, $h \leq r_h$ (其中 h 为吸积盘厚度, r_h 为黑洞视界半径), 由于 Roche 瓣溢流和视界热对流导致的附加冷却, 通过最小稳定轨道面的吸积流变得更薄; (2) 对中等厚度盘, 即 $2r_h \leq h \leq 3r_h$, 吸积流分为两部分, 外区膨胀进入黑洞大气层, 内区变得更薄, 光滑吸积于黑洞上。膨胀流在视界周围产生一动力学激变结构 (dynamically violent structure), 其激变运动动能与吸积盘热能等价, 而且, 所产生的激波加热导致了热驱动风, 流过吸积盘上面的大气; (3) 对 $h \geq 4r_h$ 的厚盘, 在吸积流的中面附近形成激波前沿。由此他得到结论: 对 $h \geq 2r_h$ 的吸积, 不仅能形成落入黑洞的单一层流, 还能在视界外形成准湍流结构; 厚盘可能发射 AGN 中被观测到的 X 射线。

随着 GRMHD 理论的深入发展, 在已有工作的基础上全面探索 AGN 中央黑洞、磁场位形、吸积物理和喷流产生的图像, 明确阐述 AGN 黑洞发电机机制, 真正剖析动量、能量输运过程, 就成为 AGN 理论最具价值的研究方向。90 年代中叶, Khanna 和 Camenzind^[37,38]建立了 $\alpha\omega\Omega$ 发电机理论。

2.3 $\alpha\omega\Omega$ 发电机理论的建立

Khanna 和 Camenzind^[37,38]在应用“3+1”表述推得 Kerr 空时 GRMHD 方程组基础上, 深入讨论了定态、轴对称坐标系中两种情形下的发电机模式。不考虑 α 效应时, 这时关于磁通 Ψ 和电流 I 的发电机方程组中, 表征相对论特征的新项是引力磁发电机项, 它与 Ω 发电机效应具有相同的形式, 称为 ω 效应。 I 的增长受限于非线性通量损失项, 并在磁场取极值时, 通量管在特征时间尺度上呈现浮力不稳定性 (buoyant instabilities)。根据 Ampere 定律和 Faraday 定律, 电流密度与电动势之间的联系使得磁层旋转导致的电场对 Ψ 产生影响。结果表明, ω 效应主要放大磁偶极场, Ω 效应主要放大磁四极场。随着半径增加, ω 效应

迅速衰减, 效应仅局限于黑洞视界与几个 Schwarzschild 半径之间, 并在这一区域建立了导致喷流形成的磁层。这一结果揭示了 AGN 喷流发射的机制, 称为 $\omega\Omega$ 发电机模式。在平坦空间条件下, 上述研究退化为湍流吸积盘的轴对称发电机情形。如果考虑 α 效应, 由于各向同性湍流运动的螺旋性导致了标量速度 α , 而 α 的存在产生了一附加的电动势, 这样, 与经典情形 (即平坦空间 $\alpha\Omega$ 发电机方程) 相比, 就增加了扩散率取定值时被反常或湍流磁扩散增长的引力磁发电机 ω 效应项, 构成了 $\alpha\omega\Omega$ 发电机模式。研究表明, Cowling 定理在 Kerr 度规下不成立; 即使在轴对称情形, 黑洞引力磁场也能产生维持极向磁场的发电机电流, 不需要任何湍流等离子体运动。通过对湍流较差转动吸积盘中发电机方程进行时变数值模拟, 他们发现 ω 效应受 α 效应支配; 在与 $\omega\Omega$ 发电机仿真相同的参数下, $\alpha\omega\Omega$ 发电机特性更强, 显示出径向和垂直向的振荡偶极场、四极场和混合场三种场结构, 四极场结构最明显。对 $\alpha\omega\Omega$ 发电机模拟的结果表明, 最终都将建立存在于黑洞周围、具有形成喷流的场拓扑结构的类恒星磁层。由此, Khanna 和 Camenzind 在平坦空间轴对称发电机方程基础上, 引入 3+1 表述的 Kerr 引力场与电磁场耦合产生的源项, 明确提出了先前未知的 $\alpha\omega\Omega$ 黑洞发电机理论。

发电机机制的研究, 使人们得以真正剖析 AGN 的内在物理性质, 为掌握引力磁场与 FD 效应在 AGN 发电机输出特性 (亦即 Kerr 空时下 AGN 能量释放过程中对吸积物质的辐射特征、喷流传播性质) 的影响, 了解 AGN 能量释放的外在性质创造了条件。30 年来在吸积盘、喷流研究中, 许多工作都涉及了发电机输出特性与内在性质的关联, 为以后全面、系统地研究 AGN 的整体耦合、宇宙学演化奠定了基础。

3 发电机输出特性

3.1 吸积盘的辐射

与黑洞存在相关联的各种现象中, 吸积盘的概念虽可追溯到早期对非相对论太阳星云的形成和演化研究的 Laplace 时代, 但到了 1971 年才被首次提出。之后, Lynden-Bell 和 Rees^[39], Pringle 和 Rees^[40], Shakura 和 Sunyaev^[41] 相继为建立牛顿盘吸积模型作出了杰出贡献。应用这种经典模型和 Parker^[42] 的太阳磁场 $\alpha\omega_{\odot}$ (ω_{\odot} 为太阳较差自转角速度) 发电机和磁浮力 (magnetic buoyancy) 机制, Takahara^[43] 尝试用磁耀斑模型说明类星体和 AGN 中能源与非热辐射 (如 X 射线和 γ 射线) 之间的联系。由于他仅应用了简单的量纲分析并类比当时太阳耀斑磁重联释能研究, 所以无论是涉及湍流和磁场两者产生及其性质的发电机自治理论, 还是在各类星系核的辨别、吸积物质的供应, 特别是在吸积盘及盘冕区的辐射谱计算 (包括同步辐射与逆康普顿辐射损失比率、热光度份额) 方面都是研究的空白, 因而对必须考虑引力场效应的 AGN 吸积辐射, 给不出对其基本性质的真正认识。

实际上, 当时已出现了更具价值的研究工作。基于 Novikov 和 Thorne^[44]、Page 和 Thorne^[45] 对吸积模型的相对论拓展, 1975 年和 1979 年, Cunningham^[46]、Luminet^[47] 分别首次完整地求解了引力红移效应计算问题, 着重研究了 Kerr 黑洞周围吸积盘的定态谱, 发表了描述顺行轨道图像的著名文章。虽然他们未考虑来自吸积盘另侧并作用于观测者一侧的辐射通量, 从而其结果难以考虑及应用于各种不同情形 (如线发射的计算, 不均匀吸积盘的时变通量问题), 但他们开辟了通过获得 Kerr 空时中与物质吸积密切关联的谱性质, 以间接证认黑洞存在、了解吸积过程、研究 AGN 发电机物理与产能机制的重要领域, 其研究方法也被以后几乎所有的研究者 (如文献 [48~50]) 采用。

人马座 A*(Sgr A*) 是相关研究及结果应用的一个热点天体, 它位于银河系中央 0.1pc 之内, 其中央天体质量 $M_c = (2.5 \pm 0.4) \times 10^6 M_\odot$, 是一个致密的非热射电源, 与附近的星系如 M31、M81 和 M104 极其类似^[51,52]。用 VLA 和 VLBI 对其附近进行的无数谱特征观测, 提供了大量的时变数据, 数个高能仪器也探测到了朝向天体的 X 射线及可能的 γ 射线发射。与首次被 Lynden-Bell 和 Rees^[39] 所预言的那些更强的 AGNs 一样, 已对 Sgr A* 提出了这样一幅图像, 大多数或全部的辐射可能来自于被捕获、向大质量黑洞的深势阱内吸积的银心风释放的能量^[53], 这表明它可能成为极佳的黑洞候选体; 而且在银心极密星簇和 Sgr A* 螺旋图样中, 对气体运动的动力学研究也似乎支持有一大质量天体位于 Sgr A* 约 1'' 之内的观点。但观测表明, Sgr A* 的质量吸积率 $\partial M/\partial t \geq 10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}$ 的数倍^[54,55], 这又令人不解。如果按一般辐射效率 10% 计算, 这样的吸积率意味着其光度应大于 $10^{40} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 然而其观测热光度小于 $10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 所以, Sgr A* 不应是一吸积中的黑洞; 还有, 根据标准盘模型, 具有上述 M 和 $\partial M/\partial t$ 的天体, 发射谱峰应在近 IR 区, 然而, Sgr A* 谱扩展超过数十倍波长^[56]。仅对可能源于与漂移吸积型式相关的、角动量起伏形成的 IR 光度辐射盘进行三维流体动力学仿真^[57], 明显地表明气体以与质量相关的吸积率 $\partial M/\partial t \approx \partial M_{\text{HL}}/\partial t$ 被捕获 (这里 $\partial M_{\text{HL}}/\partial t \equiv \pi R_a^2 \rho_w u_w$ 是经典 Hoyle-Lyttleton 值, $R_a \equiv 2GM/u_w^2$ 为吸积半径, ρ_w 为银心风密度、 u_w 为其速度)。如果环境介质均匀, 则在银心处平均而言吸积角动量为零, 但吸积中的涨落会产生一有限的、可变化的比角动量 $l = \Lambda c r_g$ (r_g 是史瓦西半径, $\langle \Lambda \rangle \approx 2 \sim 3$)。由于 $\partial M/\partial t$ 远小于 Eddington 值, 气体基本上从 $R \approx 10^5 r_g$ 处开始径向自由下落, 并大致延伸至 $50 r_g$ 或更接近黑洞。然而, 由于 $l \neq 0$, 气体在到达视界前必定在特征圆半径 $\tilde{\omega}$ ($\tilde{\omega} \approx 2\Lambda^2 r_g$) 之外旋转, 导致小盘的形成。虽然相对于黑洞自转轴, 该盘能任意倾斜, 但弱场的 FD 效应迫使盘弛豫进入赤道面, 远达 $50 \sim 5000 r_g$, 远大于 $\tilde{\omega}$; 并且, 盘应在居间频率 ν ($10^{13} \text{Hz} \leq \nu \leq 10^{16} \text{Hz}$) 处发光。但 Lacy 等人^[58] 指出, 盘并非是独立于准球体内吸积的组分, 而是这种大尺度吸积的最终产物; 如果吸积盘存在, 它必定很弱且可能有大倾斜极角; 通过盘的 $\partial M/\partial t$ 应与大半径处通过球的 $\partial M/\partial t$ 相等; l 不仅应确定 $\tilde{\omega}$, 还应确定来自极远处径向流的偏移。随着对 Sgr A* 的 IR 流量更为精确的测量, 必须更为精确地对 Sgr A* 盘建模。在吸积情形, l 的波动导致 IR 流量在年或更小的时标上变化^[57], 而且, 当 l 变号及改变量级时, 盘的确有可能在顺行和逆行构型之间起伏, 形成明显不同的 IR 特征, 这样, 就应研究相对论效应, 如横向和纵向 Doppler 位移、引力红移、特别是来自“光弯曲”的聚焦效应。对更宽阔的厘米或毫米和 X 射线波段的观测通量、亚毫米及红外波段的上限及 Sgr A* 的极低光度, Narayan 等人^[59] 基于双温光学薄移流 (advection) 主导吸积盘^[60] 模型, 在上述 M 和 $\partial M/\partial t$ 下, 解释了 Sgr A* 的发射谱峰问题, 并确认了 Sgr A* 中央黑洞的存在。

但是, 一级和更高级轨道越极成像 (orbit polar images) 会影响辐射的观测通量。考虑到 Sgr A* 的吸积率量级下, 任何合理的粘性参数都对应于垂直光学深度远大于 1, Hollywood 和 Melia^[61,62] 在作出三个假定 (即一个稳定、但可能热不均匀的几何薄、光学厚盘位于 Sgr A* 中央黑洞赤道面, 且来自静止坐标系每一发射表面元的辐射都由 Planck 黑体比强函数给出, 温度 T 由依赖于黑洞质量 M 和吸积率 $\partial M/\partial t$ 的 Page-Thorne 径向温度函数给出) 后, 从定态和时变两个方面, 明确地描述与解决了长期被忽略的一级轨道盘图像对被测比功率流的贡献问题。与观测数据比较的结果表明, 相应于 $(8 \sim 18) r_g$ 外盘半径的低 $\langle \Lambda \rangle$ 值较为符合。然而, 随着落入物质比角动量 l 的起伏, 盘尺寸会随时间改变, 这时该简化模型就不再适用。该工作考虑了观测位置的整个范围, 以及顺行和逆行两种构造中可能的黑洞自旋值的整个范

围, 其研究方法和研究结果都可推广于任何非磁化 AGN 情形。与此同时, Chakrabarti 和 Wiita^[63], Hollywood 等人^[64] 和 Bromley 等人^[65] 在来自驻激波的“热斑”概念的基础上, 讨论了吸积盘光谱的时变性质。其中第一篇仍应用了 Luminet 方法, 最后一篇采用了新的方法, 但仅局限于在能进行大量并行处理的超级计算机上使用。第二篇文献在光学厚、几何薄吸积盘模型下, 通过对 Kerr 度规中支配光子传播的有效势函数代数性质的分析, 使用了能适应定态和时变两种情况的“补充图像法 (Method of complementary images)”, 经简单且高效的数值程序运算, 得到了可容易地应用于发光体更为复杂的三维构型的研究结果, 以揭示各种广义相对论透镜效应及其在调制来自不均匀吸积盘的时变通量中的作用。研究中考虑了热不均匀吸积盘对所测时变流量的影响、一级轨道盘图像 (包括盘自阻塞效应) 对被测流量的贡献以及全部范围的观测位置和黑洞自旋。在以银心黑洞候选体 Sgr A* 作为实例研究时, 虽然由于角分辨率不够, 目前的观测资料尚不能满足研究的需要, 但 Hollywood 等人^[64] 认为, 如果将来在 HST 上应用 NICMOS, 可提供时标为 10yr 左右的、足够灵敏度的盘角动量预期反向数据, 并与所计算的 K 波段流量和光变曲线相比较, 从而可根据不同谱特征, 来判别发电机反转盘与正转盘的构型参数, 为论证 AGN 黑洞、吸积盘之间的耦合提供现实的可能性。

最新的重要成果由三位旅美中国学者在 1997 年取得。由于 FD 效应, 几何薄、光学厚吸积盘与自旋黑洞的赤道面存在一角度, 试验粒子会绕同一轴在相同方向上产生进动^[68]。在具有吸积中子星的低质量 X 射线双星 (LMXBNS) 中, 已观测到了与这种进动关联的几十 Hz 范围内的准周期振荡 (QPOs)。Zhang、Cui 和 Chen (张双南、崔炜和陈莞)^[66,67] 发现, 对可能存在极限转动黑洞的微类星体 (如 GROJ1655-40、GRS1915+105), 和处于从高态向低态跃迁状态的 GS1124-68, 或甚高态 (VHS) 下的 GX330-4, 以及仅处于从硬态到软态跃迁态的 Cyg X-1, 根据当 X 射线以进动频率被调制时所观测到的与 LMXBNS 相类似的从 10^{-3} Hz 到数百 Hz 的 QPOs 频率, 可确定黑洞的自旋性质。据此他们推测, 如果能够测得 AGN 吸积盘的 QPOs, 将其与进动频率理论值相比较, 也就可确定 AGN 发电机的黑洞自旋性质。

3.2 喷流传播

无论是 AGN 的大尺度 (有些可达数 Mpc) 上准直很好 (开口角为几度) 的喷流, 还是 pc 尺度上年青恒星天体 (YSO) 的喷流, 已建立了诸多模型^[69]。大量的河外源中发现的射电喷流一般是吸积流中狭长、中空的涡流管, 由单极感应发电机的电磁加速所产生^[70~72]。1982 年 Blandford 和 Payne^[73] 提出较差转动盘使磁场缠绕、其角向场引起 z 箍缩后, 许多作者沿着这一思路进行研究的结果表明^[74~78], z 箍缩导致喷流准直, 并不取决于是否存在涡流管; 磁场的离心力分量或磁压力梯度起着驱动力的作用, 使盘等离子体随表面磁力线克服中央天体引力, 以轴对称形式发散, 最终一定形成喷流。但是, z 箍缩对喷流的作用效果, 不如由于盘入流而导致的轴向磁场作用效果大, 轴向磁场更能稳定喷流的准直^[79,80]。

无论如何, 来自 AGN 中央的、被准直的喷流, 运输着维持大功率天体的、被观测到的射电瓣的能量^[81]。由于喷流很可能是高 Mach 数 (> 6) 的, 在研究强射电源形态的一般特性时, 可忽略全部类型的内部压力及任何沿喷流侧面外部气体及湍流的运输, 而主要考虑由粒子动力学的能量驱动喷流。在强射电星系和延展类星体结构的观测统计性质的宇宙学演化研究中, 就考虑了数种粒子动力学性质: 相对论性气体^[82]、存在磁场时的气体^[83]、热等离子体^[84] 和亚相对论气体^[85]。通过设定瓣的几何形状为球形或圆柱形, 成功地建立射电源演化总模型的结果主要有: 考虑由 Alfvén 波和 Fermi 机制产生的原位 (in situ) 电子加速和瓣中磁场的放大后, 证明了在能量均分态下, 相对老的源的光度或稳定或衰减^[84]; 形成于较早

宇宙学年代的、较密星系晕(圈)中传播的喷流,可解释所观测的射电源线性尺寸的宇宙学演化^[86];相对于周围介质的超压茧可解释射电喷流的高准直性和在高红移射电星系中射电与光学连续谱结构之间的匹配性^[87]。但是,因为所观测到的天体显示着不同的射电结构,应从建立描述射电源总动力学的一般物理特征的合理模型方面入手,阐述各种射电源的本质上的共同性质。基于前人研究结果,应用喷流传播流体动力学模型,Chyzy^[88]将射电瓣视为一簇同轴圆柱片,仅可独立地侧向传播,来研究强射电展源的演化。结果发现,无论是热物质型还是相对论粒子型等离子体,源都具有类似的横向膨胀。由于改变模型参数仅对相对年轻的天体的演化型式有影响,模型预言目前许多已被观测到的源都停留在相似的演化阶段。结果表明,该模型对射电瓣的几何描述具有普适性。

4 AGN 黑洞发电机研究动向

尽管目前 AGN 发电机理论在物理机制方面的研究已经较早期大为系统化了,但大都是在运动学发电机的框架下进行的,这就使得其结果无法真正描述磁场在 AGN 中的产能过程、演化行为方面的作用,如磁场达到饱和状态前后流场构型的演变及其对吸积盘和喷流物理结构的影响,磁场宇宙学时间尺度和空间尺度上的变化规律,及其与 AGN 不同形态的宇宙学阶段或演化进程的联系等。因而,各向异性 $\alpha\omega\Omega$ 发电机理论的发展,及其在 AGN 机制研究方面的应用,无疑将在未来研究中占据重要地位。与此同时,根据已取得的发电机理论成果,最大限度地针对现有观测结果进行分析,提出基于观测事实的、至少具有统计意义的一般性 AGN 理论,并在一定程度上提出 AGN 观测技术发展方向,为最终实现诠释整体 AGN 的黑洞、磁场、吸积盘、喷流耦合,从一个方面来揭示可观测宇宙的发展,也是 AGN 黑洞发电机的未来研究中极具魅力的方向。

4.1 各向异性 $\alpha\omega\Omega$ 发电机理论

无论在 Parker^[42]的涡旋湍流 α 效应还是在 Khanna 和 Camenzind^[38]的各向同性湍流情形由湍流运动的螺度产生的 α 效应中,都取 α 为标量。由于 α 自身的湍流性质,如此简化显然会偏离真实物理本质。因此,80 年代初就提出了具有各向异性 α 张量发电机模型^[89],并在 90 年代初发展成为 α 张量的新湍流模型^[90,91]。由于各向异性 α 张量能导致发电机模型中的非轴对称磁场,那么,在黑洞发电机中,如果各向异性 α 张量的 $\alpha\omega\Omega$ 机制产生了非轴对称磁场,则在原有的轴对称平均场发电机磁场位形^[10,37,38]上,叠加新的非轴对称磁场及其对流场的反作用,必将改变各种决定速度场的动力学因素,从而直接、间接地影响黑洞发电机过程,导致 AGN 观测性质的变化。这应是值得深入研究的课题。例如, Cui 等人^[67]提出盘进动模型来描述 FD 效应导致的 QPOs,其前提是吸积盘面与黑洞赤道面必须偏离和必须存在 X 射线的物理调制机制,遗憾的是这些都未确定。比较黑洞双星与环礁源的性质^[92],可知 QPOs 应与磁场和流场的耦合位型关联,那么,在各向同性 $\alpha\omega\Omega$ 发电机基础上研究各向异性 $\alpha\omega\Omega$ 动力学发电机问题,对解决可能存在于 AGN 的 QPOs 机制具有重要意义。

4.2 观测分析

一般认为,类星体的宽波段能谱,从远红外到 X 射线,甚至 γ 射线,其辐射机制主要是非热的,而射电弱的 AGN 在所观测的所有波长范围内,能量辐射都是热致的。AGN 也存在两类宽波段连续谱,一是热致连续谱,另一是迅变体(Blazars)的非热致连续谱。但无论如何分类,对观测得到 X 射线波段、IR 波段的资料分析,由于机理不明确,都面临一定困难。那

么, 应用核最内区的 GRMHD 发电机理论, 研究 AGN 动力学模型中 MHD 风的性质、吸积盘类型、磁场作用、喷流形成以及各波段电磁辐射的观测结果, 逐步以更准确的物理机制说明 AGN 具有共性的观测事实和演化条件, 无疑是具有重要意义的。要实现这一点, 必须首先重视 AGN 统一模型的建立。

4.3 GRMHD 整体耦合研究

黑洞, 作为广义相对论预言的一种特殊时空区域, 是 AGN 现象的总根源。标准几何薄、光学厚吸积盘模型可解释光学、紫外、软 X 射线波段的激变双星、X 射线双星、类星体和 AGN 的辐射来源, 而吸积盘不稳定性可用来很好地解释光变现象; 由此模型还发展出几何厚盘、光学厚双温热盘、磁化薄盘及主对流盘等其它模型。与黑洞和吸积盘紧密相关的喷流、IR、X 射线, 不仅在众多的 AGN 中被观测到, 而且还已在银河系内的两个超光速源 GRO1655-40 和 GRS1915+105 被观测到。所以, 从主要在恒星级黑洞和星系级超大质量黑洞及其系统中发现的这种可观测事实出发, 将黑洞作为转子, 吸积盘作为产生磁场及输运物质的定子, 各波段观测到的不同表现形式的能量输出作为负载耗散, 在现有 GRMHD 理论发展的基础上, 以 Alfvén^[93] 宇宙等离子体理论为背景, 在动态仿真中建立黑洞、吸积盘、磁场、负载诸因素间的关联因子, 从电流图像上进行 AGN 黑洞发电机整体电磁流体动力学耦合研究, 拓展已能较好地说明类星体的射电和 X 射线辐射, 以及射电强和射电宁静 AGN 差异的 Falcke-Biermann 喷流 / 吸积盘关联模型^[94], 建立 AGN 黑洞 - 吸积盘 - 磁场 - 负载更完整的耦合图像, 合理地利用已有的河内及河外源的观测数据进行检验, 并系统地解释河内、河外观测现象并对其分类, 对从本质上深入了解宇宙天体系统具有重大科学意义与应用价值。

参 考 文 献

- 1 Penrose R. *Nuovo Cimento.*, 1969, 1: 252
- 2 Christodoulou D. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 25: 1596
- 3 Christodoulou D, Ruffini R. *Phys. Rev. D*, 1971, 4: 3552
- 4 Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A. *Gravitation*, 1st ed. San Francisco: W.H. Freeman and Company, 1973. 908
- 5 Blandford R D. *M.N.R.A.S.*, 1976, 176: 465
- 6 Lovelace R V E. *Nature*, 1976, 262: 649
- 7 Harrison E R. *Nature*, 1976, 264: 525
- 8 Blandford R D, Znajek R L. *M.N.R.A.S.*, 1977, 179: 433
- 9 Thorne K S, Macdonald D. *M.N.R.A.S.*, 1982, 198: 339
- 10 Macdonald D, Thorne K S. *M.N.R.A.S.*, 1982, 198: 345
- 11 Bardeen J M. In: DeWitt C, Dewitt B S eds. *Black Holes*. New York : Gordon and Breach, 1973. 215
- 12 Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A. *Ap. J.*, 1972, 178: 347
- 13 Macdonald D. *M.N.R.A.S.*, 1984, 211: 313
- 14 Thorne K S, Price R H, Macdonald D A. *Black Holes: The membrane Paradigm*, 1st ed. New Haven & London: Yale Univ Press, 1986. 1
- 15 Balbus S A, Hawley J F. *Ap. J.*, 1991, 376: 214
- 16 knobloch E. *M.N.R.A.S.*, 1992, 255: 25
- 17 Tagger M, Pellat R, Corniti F V. *Ap. J.*, 1992, 393: 708
- 18 Camenzind M. In: Klare G ed. *Reviews of Modern Astronomy 3*. Berlag: Springer-Verlag, 1990. 234
- 19 Ferreira J, Pelletier G. *Astron. Astrophys.*, 1995, 295: 807
- 20 Vishniac E T, Jin L, Diamond P. *Ap. J.*, 1990, 365: 648
- 21 Vishniac E T, Diamond P. *Ap. J.*, 1992, 398: 561
- 22 Weber E J, Jr Davis L. *Ap. J.*, 1967, 148: 217

- 23 Mestel L. *M.N.R.A.S.*, 1968, 138: 359
- 24 Michel F C. *Ap. J.*, 1969, 158: 727
- 25 Kennel C F, Fujimura F S, Okamoto I. *J. Astrophys. Geophys. Fluid Dyn.*, 1983, 26: 147
- 26 Camenzind M. *Astron. Astrophys.*, 1986, 156: 137
- 27 Camenzind M. *Astron. Astrophys.*, 1986, 162: 32
- 28 Camenzind M. *Astron. Astrophys.*, 1987, 184: 341
- 29 Camenzind M. In: Belvedere G ed. *Accretion Disks and Magnetic Fields in Astrophysics*. Dordrecht: kluwer, 1989. 129
- 30 Takahashi M, Nitta S, Tatematsu Y *et al.* *Ap. J.*, 1990, 363: 206
- 31 Nitta S, Takahashi M, Tomimatsu A. *Phys. Rev. D*, 1991, 44: 2295
- 32 Sloan J, Smarr L L. In: Centrella J *et al* eds. *Numerical Astrophysics*. Boston: Jones & Bartlett, 1985. 52
- 33 Yokosawa M, Ishizuka T, Yabuki Y. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1991, 43: 427
- 34 Yokosawa M. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1993, 45: 207
- 35 Yokosawa M. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1994, 46: 73
- 36 Yokosawa M. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1995, 47: 605
- 37 Khanna R, Camenzind M. *Ap. J.*, 1994, 435: L129
- 38 Khanna R, Camenzind M. *Astron. Astrophys.*, 1996, 307: 665
- 39 Lynden-Bell D, Rees M J. *M.N.R.A.S.*, 1971, 152: 461
- 40 Pringle J E, Rees M J. *Astron. Astrophys.*, 1972, 21: 1
- 41 Shakura N I, Sunyaev R A. *Astron. Astrophys.*, 1973, 24: 337
- 42 Parker E N. *Ap. J.*, 1955, 122: 293
- 43 Takahara F. *Progress of Theoretical Physics*, 1979, 62, (3): 629
- 44 Novikov I D, Thorne K S. In: De Witt C *et al* eds. *Black Holes*. New York: Gordon & Breach, 1973. 343
- 45 Page D N, Thorne K S. *Ap. J.*, 1974, 191: 501
- 46 Cunningham C T. *Ap. J.*, 1975, 202: 788
- 47 Luminet J P. *Astron. Astrophys.*, 1979, 75: 228
- 48 Fukue J, Yokoyama T. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1988, 40: 15
- 49 Chen K, Halpern J P, Filippenko A V. *Ap. J.*, 1989, 339: 742
- 50 Fu A, Taam R E. *Ap. J.*, 1990, 394: 553
- 51 Haller J W, Rieke M J, Rieke G H *et al.* *Ap. J.*, 1996, 456: 194
- 52 Eckart A, Genzel R. *M.N.R.A.S.*, 1997, 284: 576
- 53 Melia F. *Ap. J.*, 1994, 426: 577
- 54 Melia F. *Ap. J.*, 1992, 387: L25
- 55 Genzel R, Hollenbach D, Townes C H. *Rep. Prog. Phys.*, 1994, 57: 417
- 56 Menten K M, Reid M J, Eckart A *et al.* *Ap. J.*, 1997, 475: L111
- 57 Ruffert M, Melia F. *Astron. Astrophys.*, 1994, 288: L29
- 58 Lacy J H, Townes C H, Hollenbach D J. *Ap. J.*, 1982, 262: 120
- 59 Narayan R, Mahadevan R, Grindlay J E *et al.* *Ap. J.*, 1998, 492: 554
- 60 Narayan R, Yi I, Mahadevan R. *Nature*, 1995, 374: 623
- 61 Hollywood J M, Melia F. *Ap. J.*, 1995, 443: L17
- 62 Hollywood J M, Melia J. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1997, 112: 423
- 63 Chakrabarti S K, Wiita P J. *Ap. J.*, 1994, 334: 518
- 64 Hollywood J M, Melia F, Close L M *et al.* *Ap. J.*, 1995, 448: L21
- 65 Bromley B C, Chen K, Miller W A. *Ap. J.*, 1997, 475: 57
- 66 Zhang S N, Cui W, Chen W. *Ap. J.*, 1997, 482: L155
- 67 Cui W, Zhang S N, Chen W. *Ap. J.*, 1998, 492: L53
- 68 Wilkins D C. *Phys. Rev. D*, 1972, 5: 814
- 69 Blandford R D. *Active Galactic Nuclei*. New York: Springer-Verlag, 1990. 161
- 70 Blandford R D. *M.N.R.A.S.*, 1976, 176: 465
- 71 Lynden-Bell D. *Phys. Scr.*, 1978, 17: 185
- 72 Abramowicz M A, Calvani M, Nobili L. *Ap. J.*, 1980, 242: 772

- 73 Blandford R D, Payne D G. M.N.R.A.S., 1982, 199: 883
74 Uchida Y, Shibata K. Publ. Astron. Soc. Jpn., 1984, 36: 105
75 Heyvaerts J, Norman C. Ap. J., 1989, 347: 1055
76 Lovelace R V E, Berk H L, Contopoulos J. Ap. J., 1991, 379: 696
77 Chakrabarti S K, Bhaskaran P. M.N.R.A.S., 1992, 255: 255
78 Appl S, Camenzind M. Astron. Astrophys., 1993, 270: 71
79 Stone J M, Norman M L. Ap. J., 1994, 433: 746
80 Lucek S G, Bell A R. M.N.R.A.S., 1997, 290: 327
81 Blandford R D, Rees M J. M.N.R.A.S., 1974, 165: 395
82 Bicknell G V. Ap. J. Suppl. Ser., 1995, 101: 29
83 Paly R A. Ap. J., 1994, 426: 38
84 Eilek J A, Shore S N. Ap. J., 1989, 342: 187
85 Pelletier G, Roland J. Astron. Astrophys., 1989, 234: 24
86 Gopal-Krishna, Wiita P J. Ap. J., 1991, 373: 325
87 Begelman M C, Cioffi D F. Ap. J., 1989, 345: L21
88 Chyzy K T. M.N.R.A.S., 1997, 289: 355
89 Radler K-H. Astron. Nachr., 1980, 301: 101
90 Brandenburg A, Nordlund A, Pulkkinen P et al. Astron. Astrophys., 1990, 232: 277
91 Barker D M, Moss D. In: Krause F ed. The Cosmic Dynamo, Proc. of IAU Symp. 157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 171
92 Zhang S N, Harmon B A, Paciesas W S et al. Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1996, 120C: 279
93 Alfven H. Cosmic Plasma. Dordrecht: Reidel, 1980. 1
94 Falcke H, Biermann P L. Astron. Astrophys., 1995, 293: 665

On the Development of Black Hole Dynamo in AGN

Ma Zhenguo

(Beijing Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

(National Astronomical Observatories, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

Abstract

The study of black hole dynamo, concerning mainly the dynamo physics and its output, becomes part and parcel in elucidating both the efficient mechanism for the energy extraction and the cosmological evolution of Active Galactic Nuclei(AGN) after Quasars were found. Based on the general relativistic electrodynamics(GRED), as well as “the membrane paradigm”, $\alpha\omega\Omega$ dynamo has been developed when formulating the gravitomagnetic effect in the solar dynamo theory. The dynamo outputs consist of the accretion-disk radiation and the jet propagation. The model of the former is on the relativistic extensions of classical models by which the extended, spectrum of Sgr A* can be explained, and the configuration parameters for the dynamo can be determined. The model of the latter depends on both the axial and toroidal components of the magnetic field, and a description used commonly is derived. At last, the latest developments of the black hole dynamo are introduced.

Key words AGN—black hole—dynamo